TITLE:

1次元S=1ランダム反強磁性ハイゼンベルグモデルの基底状態(基礎物理学研究所短期研究会「量子効果が顕著な役割を果たす磁性現象の新展開」,研究会報告)

AUTHOR(S):

飛田, 和男

CITATION:

飛田, 和男. 1次元S=1ランダム反強磁性ハイゼンベルグモデルの基底状態(基礎物理学研究所短期研究会「量子効果が顕著な役割を果たす磁性現象の新展開」,研究会報告). 物性研究 1999, 72(6): 732-734

ISSUE DATE:

1999-09-20

URL:

http://hdl.handle.net/2433/96712

RIGHT:

京都大学学術情報リポジトリ KURENAI 紅

Kyoto University Research Information Repository

1次元S=1ランダム反強磁性ハイゼンベルグモデルの基底状態

埼玉大学 理学部　飛田 和男 [1]

1次元量子ハイゼンベルグモデルの基底状態がランダムネスによってどのように変化するかという問題は、最近、理論・実験の両面から興味を持たれている [1, 2, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10]。特に、$S=1/2$ のランダム反強磁性ハイゼンベルグモデル (RHAC) では、実空間繰り込み群によってランダムシングレット (RS) 相が基底状態となることが示されている [1]。ここでは、1次元 $S=1$ ランダムハイゼンベルグモデル (RAHC) や $S=1/2$ ランダム強磁性・反強磁性交替ボンドハイゼンベルグモデル (RFAHC) において、規則系の基底状態であるハルデン相がどのような相に変わってゆくかを、密度行列繰り込み群 [13] を用いて調べた。

モデルとしてまず $S=1/2$ RFAHC

$$\mathcal{H}=\sum_{i=1}^{N} 2J_i \boldsymbol{S}_{2i-1}\boldsymbol{S}_{2i}+2J_{\rm F}\boldsymbol{S}_{2i}\boldsymbol{S}_{2i+1}, \quad |\boldsymbol{S}_i|=1/2, \tag{1}$$

を考える。ここで $J_{\rm F}=\text{const.}$ は強磁性、 J_iは分布

$$P(J_i)=\begin{cases}1/W & 1-W/2<J_i<1+W/2\\ 0 & \text{その他}\end{cases} \tag{2}$$

に従うとする。W がランダムネスの強さを表し、$W=2$ の場合分布が0まで達しもっともランダムな場合に対応する。$W=0$ のとき基底状態はハルデン状態でありストリングオーダー [11],

$$O_{\rm str}=\lim_{l,N\to\infty} O_{\rm str}(l;N), \tag{3}$$

で特徴づけられる。ここで $O_{\rm str}(l;N)$ は長さ N のチェインにおけるストリング相関関数

$$O_{\rm str}(l;N)=-4<\exp\left\{\mathrm{i}\pi\sum_{k=2i+1}^{2i+l+1} S_k^z\right\}>. \tag{4}$$

であり、$l=$ 奇数の時のみ値を持つ。ランダムな場合もストリングオーダーの有無によってこの系がハルデン状態にあるかどうかを区別することができる。このモデルは $J_F\to-\infty$ の極限で $S=1$ RAHC

$$\mathcal{H}_{S=1}=\sum_{i=1}^{N}\frac{J_i}{2}\hat{\boldsymbol{S}}_i\hat{\boldsymbol{S}}_{i+1}, \quad |\hat{\boldsymbol{S}}_i|=1, \tag{5}$$

に帰着する。このときストリングオーダーも $S=1$AFHC のストリングオーダーに帰着する [12]。$S=1$ のハイゼンベルグモデルでランダムネスを強くしていったときにストリングオーダーが壊

[1] E-mail:hida@riron.ged.saitama-u.ac.jp

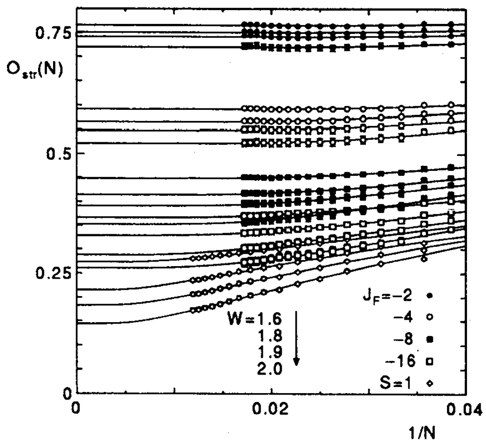

図 1: ストリングオーダー$O_{\rm str}(N)$のN依存性。実線は (6) によるフィット。

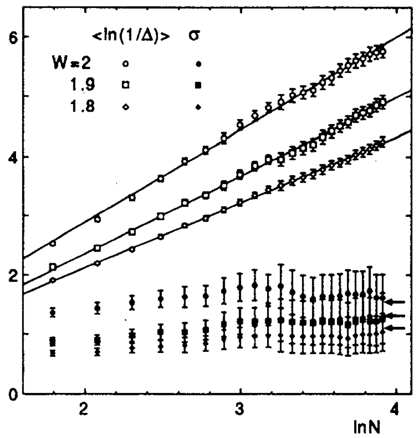

図 2: $S=1$RAHC の$<\ln(1/\Delta)>$ (白) とσ (黒) の$\ln N$依存性。右の矢印は$d<\ln(1/\Delta)>/d\ln N$から評価したzの値。

れるかどうかについては実空間繰り込みによる Hyman and Yang[4]、Monthus *et al.*[6] らの議論がある。特に後者は数値的に実空間繰り込み群の方程式を解き $W_c \simeq 1.485$ でランダムシングレット相に転移すると主張している。一方、厳密対角化や量子モンテカルロの結果は著者によって異なる [7, 8, 9]。ここではまず、密度行列繰り込み群により $S=1/2$ RFAHC と $S=1$ RAHC に対しストリング秩序$O_{\rm str}(N)$を計算した結果を図 1 に示す。N 外挿は.

$$O_{\rm str}(N) \simeq O_{\rm str} + \frac{C}{N^{2\eta}}\exp(-N/\xi). \tag{6}$$

を仮定して行った。2η は RH-RS 臨界点で$O_{\rm str}(N) \sim N^{-2\eta}$となるべき指数であり、実空間繰り込み群から 0.5092 と予測される。この図から$W=2$までストリングオーダーが残っていると期待される。また、$S=1$AHC の$W=2$のデータは臨界点直上を仮定して外挿してもわずかながら有限の外挿値が残る。従って、有限のξを仮定した外挿式 (6) は信頼できると考えられる。

さらに、エネルギーギャップの分布を調べた。実空間繰り込み群の結果によるとハルデン相での固定点分布は [4],

$$P(x) = P_0 \exp(-P_0 x) \tag{7}$$

と書くことができる。ここで$x \equiv \ln(\Omega/\Delta)$、$\Omega$ はカットオフエネルギーP_0は定数である。有限系ではΩ はN^{-1/P_0}とスケールする [4]。従って、動的臨界指数zは$z=1/P_0$で与えられ、十分大きなNに対し、

$$<\ln(1/\Delta)> \;=\; \frac{\ln N}{P_0} + \text{const.} \tag{8}$$

$$\sigma \;\equiv\; \sqrt{<(\ln\Delta - <\ln\Delta>)^2>} = \frac{1}{P_0} = z \tag{9}$$

が成り立つ。図 2 には$<\ln(1/\Delta)>$とσを$\ln N$に対してプロットした。$<\ln(1/\Delta)>$は$\ln N$に線形な関係にあり、σ はエラーバーは大きいものの、定数に近づいていると考えられる。$<\ln(1/\Delta)>$

の傾きから定めた $z(=1/P_0)$ を矢印で示してあるが、これはσから求めたものと誤差の範囲で矛盾しない値となっている。

これらの結果は、ここで調べたような交換相互作用の乱れに対してはハルデン状態が安定である事を示唆している。これは、スピン1の系をスピン1/2の強磁性－反強磁性交替ボンド系の極限として考えると自然な結論である。交替ボンド系におけるストリング秩序は系の並進対称性がボンド交替という摂動によって壊された結果生じたものであり、自発的な対称性の破れによるものではない [2]。従って、強磁性ボンドやランダムネスがいくら強くなっても、並進対称性は壊れたままであり、ストリングオーダーを失うような転移は起きないと考えられる。

数値計算には東京大学物性研究所の FACOM VPP500 を使わせていただきました。また、同研究所の高山一、藤堂眞治の両氏には貴重なご意見を頂きました。ここに感謝いたします。

参考文献

[1] S.-k. Ma, C. Dasgupta and C. K. Hu, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1434; C. Dasgupta and S.-k. Ma: Phys. Rev. B **22** (1980) 1305; R. N. Bhatt and P. A. Lee: Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 344; D. S. Fisher: Phys. Rev. B **50** (1994) 3799; K. Hida: J. Phys. Soc. Jpn. **65** (1996) 895; Errata J. Phys. Soc. Jpn. **65** (1996) 3412.

[2] R. A. Hyman, K. Yang, R. N. Bhatt and S. M. Girvin: Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 839.

[3] B. Boachat, A. Saguia and M. A. Continentino: Solid. State Commun. **98** (1996) 411.

[4] R. A. Hyman and K. Yang: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 1783.

[5] K. Hida: J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 3237.

[6] C. Monthus, O. Golinelli and Th. Jolicœur: Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 3254.

[7] Y. Nishiyama: Physica. **A252** 35 (1998); erratum *ibid* **A258** 499 (1998).

[8] Y. Nishiyama: Eur. Phys. J. **B6** 335 (1998).

[9] S. Todo, K. Kato and H. Takayama: cond-mat.9803088 及び私信

[10] L. P. Regnault, J. P. Renard, G. Dhalenne and A. Revcolevschi: Europhys. Lett. **32** (1995) 579; M. Hase, K. Uchinokura, R. J. Birgeneau, K. Hirota and G. Shirane: J. Phys. Soc. Jpn. **65** (1996) 1392.

[11] K. Hida: Phys. Rev. **B45** (1992) 2207.

[12] M. den Nijs and K. Rommelse: Phys. Rev. **B40** 4709 (1989); H. Tasaki: Phys. Rev. Lett. **66** 798 (1991).

[13] S. R. White: Phys. Rev. Lett. **69**(1992) 2863; Phys. Rev. **B48**(1993) 10345.